
В.Г. Чашина, А.Г. Семеновых, М.П. Кащенко

Введение в кристонную модель формирования полос сдвига и мартенсита деформации в ГЦК кристаллах

Учебное пособие

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
УРАЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЛЕСОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

В. Г. Чашина, А. Г. Семеновых, М. П. Кащенко

ВВЕДЕНИЕ В КРИСТОННУЮ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС СДВИГА И МАРТЕНСИТА ДЕФОРМАЦИИ В ГЦК КРИСТАЛЛАХ

Учебное пособие

Рекомендовано к изданию научно-методическим советом
Уральского государственного лесотехнического университета

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2020

УДК 544.2(07)
ББК 22.3я7
Ч305

Рецензенты:

С. Д. Прокошкин, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник кафедры обработки металлов давлением Национального исследовательского технологического университета «МИСиС» (Москва)

С. П. Беляев, д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник кафедры теории упругости Санкт-Петербургского государственного университета (Санкт-Петербург)

Чашина, В. Г.

Ч305 Введение в кристонную модель формирования полос сдвига и мартенсита деформации в ГЦК кристаллах : учебное пособие / В. Г. Чашина, А. Г. Семеновых, М. П. Кащенко ; Уральский государственный лесотехнический университет. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 58 с. : ил. — Библиогр. : с. 52–57. — ISBN 978-5-7996-2970-0. — Текст : электронный.

ISBN 978-5-7996-2970-0

В учебном пособии приводятся экспериментальные данные, касающиеся в первую очередь ориентаций границ полос сдвига в ГЦК кристаллах. Эти данные получают естественную интерпретацию как следствие возникновения объемных носителей деформации кристаллографического сдвига, названных кристонами. Источники кристонов образуются при сильном (контактном) взаимодействии дислокаций.

Рекомендуется студентам, магистрантам, аспирантам и специалистам в области физики твердого тела, физического материаловедения и физического металловедения.

УДК 544.2(07)
ББК 22.3я7

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	5
Введение.....	7
1. Ориентировки границ полос неоктаэдрического сдвига.....	10
1.1. Ориентировки границ полос неоктаэдрического сдвига в монокристаллах сплава Al-3 %Cu.....	10
1.2. Ориентировки границ полос неоктаэдрического сдвига в монокристаллах сплава Ni ₃ Fe при сжатии вдоль направления [001] _γ	12
1.3. Ориентировки границ полос сдвига в монокристаллах сплава Fe-Ti-Mn при растяжении.....	13
2. Основные положения крестонной модели формирования полос сдвига с границами типа { <i>hhl</i> } _γ (на примере монокристаллов с ГЦК решеткой).....	15
3. Устойчивость крестонов.....	20
4. Критическое напряжение генерации крестонов.....	25
5. О роли пластической деформации в реализации реконструктивных мартенситных превращений.....	32
6. О возможных вариантах мартенсита деформации.....	36
7. Крестон как носитель сдвига, стимулирующего пороговую деформацию.....	39
8. Пример формирования нанокристалла мартенсита деформации при контактном взаимодействии пары нанокристаллических пластинчатых областей двойников исходной ГЦК решетки.....	45

9. Перспективные направления развития и приложения кривонной концепции.....	47
Вопросы для самоконтроля.....	50
Библиографические ссылки.....	52

ПРЕДИСЛОВИЕ

У природы всегда есть чему поучиться

Леонардо да Винчи

Предлагаемый к рассмотрению материал нацелен на простое изложение сути введенного в [1] представления о существовании носителя деформации супердислокационного типа, возникающего при контактном взаимодействии дислокаций на стадии развитой пластической деформации. Для этого носителя был предложен термин «крисстон» и показано, что крислоны естественно сопоставляются с процессами формирования полос сдвига, ориентация границ которых отклоняется от привычных ориентаций плоскостей легкого скольжения.

Сам термин «крисстон» был введен, с одной стороны, для краткости (вместо громоздкой словесной конструкции «объемный носитель смещения супердислокационного типа, возникающий при контактном взаимодействии дислокаций, принадлежащих системам скольжения с пересекающимися плоскостями скольжения»), а с другой стороны, для того, чтобы подчеркнуть кристаллографический характер носителя деформации. В историческом плане второй аспект явился откликом на дискуссионную атмосферу (в 90-е гг. прошлого века) вокруг интерпретации механизма формирования полос сдвига, когда отклонение ориентаций границ полос от ориентаций плоскостей легкого скольжения иногда называли некристаллографическим сдвигом (подобный термин вполне уместен для аморфной среды). Небезынтересно упомянуть также, что конкретным поводом, инициировавшим введение нового понятия, послужило знакомство с результатами работы [2]. Изложенные в ней экспериментальные данные по формированию полос сдвига производят прекрасное впечатление, с которым резко

контрастирует попытка обосновать в рамках нелинейной механики сплошных сред (несколько десятков страниц громоздких выкладок) отклонение ориентации границ полос сдвига от плотноупакованных плоскостей. Собственно, подобное нагромождение выкладок указывало на отсутствие учета физической реальности, заключающейся в дискретности кристаллической среды. Как будет показано дальше, учет дискретности среды позволяет практически устно устанавливать спектр ожидаемых ориентаций границ полос сдвига типа (hhl) .

На наш взгляд, кристоны относятся к числу пропущенных (или по крайней мере явно не выделенных ранее) решений, касающихся систематизации дефектов в кристаллических твердых телах. При интерпретации процессов пластической деформации они играют роль промежуточного звена между стандартным дислокационным подходом, оперирующим отдельными слабо (упруго) взаимодействующими дислокациями, и дисклинационным описанием, относящимся к ансамблям связанных дислокаций [3].

В настоящее время накопилось достаточно много результатов, демонстрирующих конструктивность применения кристонного подхода как при описании чисто деформационных процессов без изменения симметрии решетки, так и при интерпретации результатов, связанных с особенностями процесса формирования мартенсита деформации. Отобранный для учебного пособия материал не претендует на полноту описания, а ограничивается некоторым минимальным объемом, достаточным, по мнению авторов, для первоначального ознакомления с развиваемой идеологией. Более полное изложение содержится в диссертациях [4–6], обзорах [7–9], а также статьях, цитируемых по ходу изложения материала.

Предполагается, что читатели знакомы с основами кристаллографии, теории дислокаций и стандартными представлениями о механизмах пластической деформации.

Авторы признательны всем специалистам за неоднократные плодотворные дискуссии. Особая благодарность за оказанную поддержку безвременно ушедшему замечательному Человеку и Исследователю Владимиру Александровичу Лихачеву.

ВВЕДЕНИЕ

При пластической деформации гранецентрированной кубической решетки (ГЦК) кристаллов, как хорошо известно (см., например, [10–12]), в первую очередь срабатывают легкие системы скольжения по плотноупакованным плоскостям $\{111\}$. Поскольку в каждой из плоскостей скольжения располагаются по три плотноупакованных ряда атомов вдоль $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ направлений, с каждой из плоскостей связаны три системы легкого скольжения с векторами Бюргерса $\mathbf{b} = (a/2) \langle 1\bar{1}0 \rangle$, где a — параметр решетки. Эти 12 систем скольжения индицируются на поверхности деформируемого образца (или в его сечениях) так называемыми линиями скольжения, которые соответствуют линиям пересечения плоскостей $\{111\}$ с упомянутыми поверхностями.

В наиболее простом случае одноосного нагружения (с ориентацией оси ϵ) монокристаллического образца всегда можно выбрать начальную ориентацию решетки образца так, чтобы вначале иницировалась единственная система скольжения. Такому выбору соответствует максимум фактора Шмида M , которому пропорционально скалывающее напряжение τ_c :

$$\tau_c \sim M = \cos \varphi_1 \cos \varphi_2, \quad (1)$$

где φ_1 и φ_2 — углы между направлением приложенного напряжения и соответственно направлениями нормали \mathbf{N} к плоскости скольжения и сдвига \mathbf{b} в этой плоскости.

Поскольку при относительном смещении плотноупакованных плоскостей (октаэдрическое скольжение) в процессе пластической деформации образец изменяет свои размеры, например, удлиняется вдоль оси растяжения и сжимается в поперечном сечении, происходит разворот решетки относительно оси. Но изменение ориентации сопровождается ростом фактора Шмида для другой системы скольжения, так что при некотором уровне деформации к действующей системе скольжения подключается дополнительная система. Наличие двух действующих систем скольжения с пересекающимися плоскостями скольжения является необходимым условием появления полос сдвига с ориентациями границ $\{hhl\}$, отклоняющимися от плотноупакованных плоскостей $\{111\}$.

Общепринятое описание октаэдрического скольжения сводится к распространению дислокационных петель, генерируемых, например, источниками Франка — Рида, схему действия которых отражает рис. 1.

Ясно, что при пересечении дислокационных петель, скользящих в разных плоскостях, возникает барьер Ломера — Коттрелла, препятствующий движению дислокаций в исходных плоскостях,

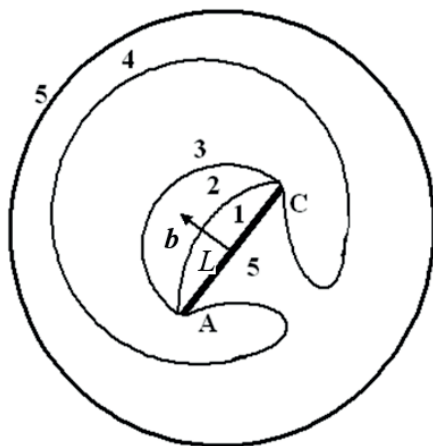


Рис. 1. Генерация дислокационной петли (поз. 5) закрепленным в точках А и С прямолинейным сегментом L (поз. 1), выгибающимся (поз. 2 и 3) и потерявшим устойчивость (поз. 4)

имеющий ориентацию сегмента L вдоль одного из плотноупакованных направлений и характеризуемый суперпозиционным вектором Бюргерса (рис. 2).

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2. \quad (2)$$

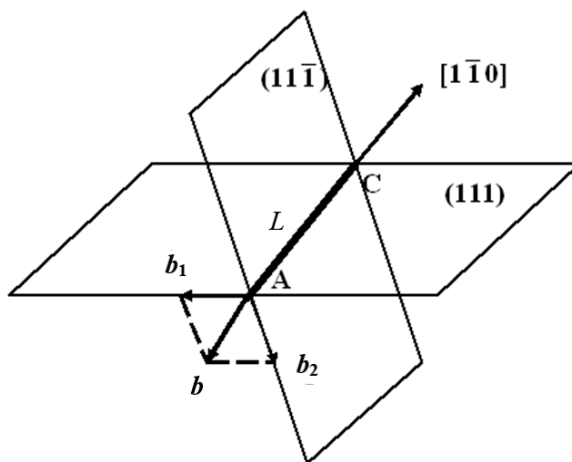


Рис. 2. Простейший барьер Ломера — Коттрелла

Уместно отметить, что область сегмента L соответствует перекрытию ядер дислокаций (с поперечным размером порядка a), т. е. их сильному (контактному) взаимодействию. Напротив, при расстояниях, превышающих по порядку величины параметр решетки, адекватное описание взаимодействия дислокаций достигается в рамках теории упругости. Это означает, что вектор Бюргерса (2) характеризует новый объект, способный при достижении критических условий превратиться из барьера для дислокаций октаэдрического скольжения в источник супердислокаций, способных скользить в плоскостях с нормлями, перпендикулярными \mathbf{b} .

1. ОРИЕНТИРОВКИ ГРАНИЦ ПОЛОС НЕОКТАЭДРИЧЕСКОГО СДВИГА

Приведем характерные примеры ориентаций границ полос сдвига в исходных монокристаллических образцах кристаллов с гранцентрированной кубической решеткой.

1.1. Ориентировки границ полос неоктаэдрического сдвига в монокристаллах сплава Al-3 %Cu

Естественно начать с полос сдвига (см., например, [2, 13–25]) для простейшего случая ГЦК кристаллов, обладающих только одним типом $\{111\}_\gamma$ плоскостей легкого скольжения. Отметим также работу [26], посвященную эволюции сетчатой дислокационной структуры в ходе деформации. В список [2, 13–25] включены главным образом работы, касающиеся монокристаллов. Среди экспериментов на монокристаллах выделяется работа [2]. В ней проведено комплексное исследование закономерностей формирования полос сдвига в монокристаллах Al-3 %Cu с ГЦК решеткой в условиях плоского сжатия в канале. Диапазон деформаций был достаточно широк (до $\varepsilon = 0.4$).

Набор начальных кристаллографических ориентировок оси сжатия e_2 включал шесть вариантов, позволявших реализовывать различные комбинации действующих систем скольжения по плотноупакованным плоскостям. В ходе нагружения осуществлялся контроль за изменением кристаллографических ориентировок осей сжатия e_2 и осей растяжения e_1 . Было установлено, что началу фор-

мирования полос сдвига предшествовало действие двух активных октаэдрических систем скольжения с пересекающимися плоскостями. Обнаружено, что в случае четырех вариантов нагружения (B , E , F , I) формируются пластинообразные области сдвига, ориентировка плоских границ которых характеризуется кристаллографическим типом $\{hhl\}_\gamma$ при $h < \ell$. В случае G - и H -ориентировок реализуются соответственно полосы с плоскими границами $(321)_\gamma$ и $(213)_\gamma$. В момент образования полос сдвига с границами $\{hhl\}_\gamma$ ориентации осей e_2 во всех четырех случаях были близки к полюсу $[110]$, а оси e_1 — к полюсу $[00\bar{1}]_\gamma$. При G -варианте нагружения ось e_2 близка к $[131]_\gamma$, а e_1 — к $[3\bar{1}0]_\gamma$, тогда как при H -варианте e_2 близка к $[231]_\gamma$, а e_1 — к $[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]_\gamma$. Найдено также, что решетка внутри полосы сдвига развернута по отношению к исходной решетке и установлены ориентировки осей l поворота решетки. Для полос с $\{hhl\}_\gamma$ ориентировками границ вектор l коллинеарен направлению $[1\bar{1}0]_\gamma$, при $(321)_\gamma$ ориентировке границ l близок к $[01\bar{3}]_\gamma$ направлению, а при $(213)_\gamma$ — к направлению $[2\bar{1}\bar{1}]_\gamma$.

Ориентировки границ полос $\{hhl\}_\gamma$, зафиксированные в [2], отклонялись от ближайшей плотноупакованной плоскости $(111)_\gamma$ не более чем на угол $\varphi \approx 10^\circ$. Причем отмечалась тенденция к дискретизации ориентировок. Так, вначале наблюдались ориентировки границ, отклонявшиеся от $(111)_\gamma$ на $\varphi_1 \approx 4...5^\circ$, а при дальнейшей деформации типичным становилось отклонение на угол $\varphi_2 \approx 10^\circ$. Первому варианту отклонения отвечают, например, границы $(11\ 11\ 13)_\gamma$ — $\varphi \approx 4.62^\circ$, а второму — $(557)_\gamma$ — $\varphi \approx 9.45^\circ$.

Наблюдение дискретных ориентировок указывает на некий выбор в их спектре, осуществляемый кристаллической средой. Таким образом, сразу встает вопрос о физических носителях неоктаэдрического сдвига.

1.2. Ориентировки границ полос неоктаэдрического сдвига в монокристаллах сплава Ni_3Fe при сжатии вдоль направления $[001]_\gamma$

Работы [26, 27] дополнили результаты исследования на монокристаллах [2] рассмотрением ориентировки оси сжатия вдоль направления $[001]_\gamma$. Кроме того, независимо была подтверждена тенденция к дискретизации ориентировок полос сдвига и определен их спектр при ином, чем в [2], варианте оси сжатия. Уместно подчеркнуть, что вывод о наличии двух активных систем скольжения с пересекающимися плоскостями, как необходимого условия реализации полос сдвига, согласуется с данными о фрагментации сдвига [28, 29]. Выяснялась также степень общности результатов, получаемых при переходе к другому типу нагружения (одноосное сжатие вместо плоской деформации) и другому классу материалов. Сплав Al-3 %Cu относится к материалам с высоким значением энергии дефекта упаковки (ЭДУ), а состаренное состояние сплава позволяет реализовать сравнительно высокий уровень напряжений. Сплав Ni_3Fe характеризуется средним значением ЭДУ и вследствие этого большей привязанностью к скольжению по октаэдрическим плоскостям. Между тем и в этом случае имеет место неоктаэдрический сдвиг, причем в отдельных случаях реализующийся при умеренных степенях деформации.

Как было установлено в [28, 29], при симметричном нагружении кристаллов сплава Ni_3Fe вдоль оси $[001]_\gamma$, в локальных объемах образца, как правило, действуют две (не более трех) октаэдрических плоскостей. Это указывает на нарушение симметрии полей напряжений в локальных областях, вследствие которого образец разбивается на части (фрагменты скольжения) с различным набором действующих октаэдрических плоскостей. В абсолютном большинстве фрагментов скольжения как на мезо- (0.1–10 мкм), так и на макроуровне (100 мкм – 3 мм) активными являются только два нагруженных октаэдра.

При степенях деформации $\epsilon \approx 0.1$ подавляющее большинство следов сдвига являются следами скольжения по плотноупакованным плоскостям. Появление полос неоктаэдрического сдвига фик-

сировалось в [27] уже при $\varepsilon \approx 0.09$. С ростом степени деформации их число в объеме образца увеличивалось. Возрастала и величина отклонения от плоскостей $\{111\}_\gamma$. Если при $\varepsilon = 0.09$ угол отклонения составляет 2.5° , то при $\varepsilon = 0.16$ он равен 5° , а при $\varepsilon = 0.25 - 10^\circ$. Обращает на себя внимание дискретный характер величины угла отклонения с ростом ε (табл. 1).

В табл. 1 приводятся данные для индексов плоских границ полос сдвига с ориентациями $(hh\ell)_\gamma$, там же указаны и значения угла φ между плоскостями $(hh\ell)_\gamma$ и ближайшей к ним плотноупакованной плоскостью $(111)_\gamma$. Отметим, в частности, что пары ориентировок $(11\ 11\ 13)_\gamma - \varphi = 4.56^\circ$ и $(5\ 5\ 7)_\gamma - \varphi = 9.45^\circ$ фактически совпадают с наблюдавшимися в [2].

Подводя краткий итог, подчеркнем, что и в случае [27] одноосного сжатия (вдоль направления $[001]_\gamma$) происходит локализация сдвига в пластиноподобных областях с плоскими границами $\{hh\ell\}_\gamma$, причем спектр ориентировок оказывается более широким, чем в [2].

Таблица 1

Индексы плоских границ полос сдвига в сплаве Ni_3Fe при разных уровнях деформации сжатия вдоль оси $[001]_\gamma$

ε	$(hh\ell)_\gamma$	φ°
0.09	$(23\ 23\ 25)_\gamma$	2.28
0.16	$(11\ 11\ 13)_\gamma$	4.56
0.25	$(5\ 5\ 7)_\gamma$	9.45
0.47	$(1\ 1\ 2)_\gamma$	19.47
	$(1\ 1\ 3)_\gamma$	29.50

1.3. Ориентировки границ полос сдвига в монокристаллах сплава Fe-Ti-Mn при растяжении

В экспериментах [30] проводилось одноосное растяжение монокристаллов Fe-Ti-Mn с ОЦК решеткой. Ось растяжения была близка к $[001]_\alpha$ либо к $[110]_\alpha$ направлениям. При этом наблюдалась картина, подобная [2]. А именно, возникали полосы сдвига с границами

$\{hh\ell\}_\alpha$, с осью поворота решетки $\langle 1\bar{1}0 \rangle_\alpha$ в условиях действия двух активных систем скольжения с пересекающимися плоскостями. В табл. 2 приведены соответствующие основные морфологические признаки (ориентировки $\{hh\ell\}_\alpha$, указанные нами на основе данных [30], и принадлежат интервалу наблюдаемых ориентировок).

Таблица 2

**Морфологические признаки полос сдвига
в сплаве Fe-Ti-Mn при растяжении [30]**

Активные системы скольжения	Наблюдаемые ориентировки границ полос сдвига	Ориентация оси поворота решетки в полосе сдвига	Направление растяжения
$(211)_\alpha$ $[\bar{1}11]_\alpha$ $(\bar{2}11)_\alpha$ $[111]_{\alpha'}$	$(22\ 13\ 13)_\alpha$ $(10\ 7\ 7)_\alpha$	$[0\bar{1}1]_\alpha$	$[011]_\alpha$
$(011)_\alpha$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_\alpha$, $(101)_\alpha$ $[111]_\alpha$	Полосы сдвига не образуются (разрушение по плоскости, ортогональной $[001]_\alpha$)		$[001]_\alpha$

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ КРИСТОННОЙ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС СДВИГА С ГРАНИЦАМИ ТИПА $\{hhl\}_\gamma$ (НА ПРИМЕРЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ С ГЦК РЕШЕТКОЙ)

Поскольку вектор Бюргерса является интегралом движения для отдельной дислокации, естественно при описании носителя сдвига установить эффективное значение его вектора Бюргерса как характеристики, полученной определенной суперпозицией векторов Бюргерса взаимодействующих дислокаций. Будем рассматривать для определенности ориентировки $(hhl)_\gamma$, для которых (как и в примере на рис. 2) в качестве основной может быть выбрана система с плоскостью скольжения $(111)_\gamma$, а сопряженной — с плоскостью $(11\bar{1})_\gamma$. Поскольку плоскости пересекаются вдоль направления $[1\bar{1}0]_\gamma$, можно предложить модель формирования полосы [31, 32], в которой сдвиг по плоскостям $(hhl)_\gamma$ реализуется носителем с суперпозиционным вектором Бюргерса \mathbf{b} , составленным из векторов Бюргерса \mathbf{b}_1 и векторов \mathbf{b}_2 дислокаций, принадлежащих основной и сопряженной системам скольжения. Известно, что действие двух систем скольжения в условиях преобладания дислокаций одной из них приводит к образованию квазиплоской дислокационной сетки. Типичным элементом такой сетки являются отрезки прямолинейных барьеров, т. е. сегменты дислокаций с векторами Бюргерса, не лежащими ни в одной из действующих плоскостей скольжения. Как правило, барьеры расположены вдоль плотноупакованного направления $[1\bar{1}0]_\gamma$, по которому пересекаются плоскости $(111)_\gamma$ и $(11\bar{1})_\gamma$.

В ходе деформации вблизи барьеров возникают скопления дислокаций, расположенных как на одной, так и на группе соседних параллельных плоскостей. Цилиндрическая область локализации

дислокационных линий скопления характеризуется диаметром порядка 0,1 мкм и длиной образующей, задаваемой протяженностью отрезка $[1\bar{1}0]_\gamma$ барьера. Подобный барьер, содержащий n векторов \mathbf{b}_1 и m векторов \mathbf{b}_2 , является мезоконцентратором напряжений и характеризуется суммарным вектором Бюргерса \mathbf{b} .

Представляется естественной схема генерации носителей сдвига в полосах скольжения с границами $(hhl)_\gamma$. Отличие от действия источника Франка — Рида (см. рис. 1) состоит в том, что функцию закрепленного сегмента отдельной дислокации теперь выполняет дислокационный жгут (рис. 3), результатом же генерации является крестонная (супердислокационная) петля, которую можно рассматривать как совокупность замкнутых петель, локализованных в области, ограниченной поверхностью, топологически подобной тору с диаметром поперечного сечения $\leq 0,1$ мкм. Такой генератор носителей сдвига был назван обобщенным источником Франка — Рида (ОИФР).

Сделаем непринципиальное упрощение, полагая, что векторы \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 равны по величине и имеют чисто краевую ориентацию по отношению к рабочему сегменту ОИФР, т. е.

$$\mathbf{b}_1 \parallel [11\bar{2}]_\gamma, \quad \mathbf{b}_2 \parallel [112]_\gamma. \quad (2)$$

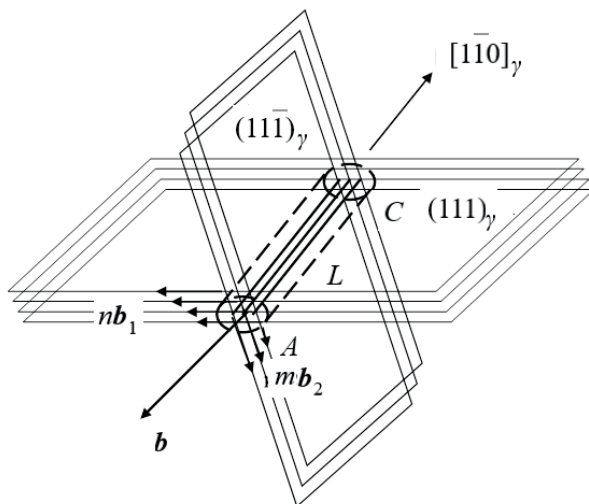


Рис. 3. Формирование рабочего сегмента ОИФР

Потребуем, чтобы суперпозиционный вектор Бюргерса

$$\mathbf{b} \parallel n\mathbf{b}_1 + m\mathbf{b}_2 \quad (3)$$

лежал в плоскости $(h h \ell)_\gamma$, что эквивалентно ортогональности \mathbf{b} к направлению нормали $\mathbf{N} \parallel [h h \ell]_\gamma$:

$$(\mathbf{b}, \mathbf{N}) = 0, \quad (4)$$

где символ $(\ , \)$ означает скалярное произведение двух векторов. При $\mathbf{N} \parallel [h h \ell]_\gamma$ из (3), (4) следует соотношение

$$\frac{h}{\ell} = \frac{n-m}{n+m}, \quad (5)$$

связывающее отношение индексов h/ℓ с числами n и m , задающими вклад элементарных носителей сдвига двух октаэдрических систем скольжения в результирующий носитель. В частности, при $m = 0$ имеем $h/\ell = 1$, т. е. скольжение осуществляется по октаэдрической плоскости $(111)_\gamma$. При $n = m$ имеем ориентировку (001) , соответствующую кубическому скольжению. Для удобства в табл. 3 приведена численная информация, соответствующая (5), о ряде рациональных ориентаций границ полос сдвига (при $n > m$ и $h < \ell$) и углах $\varphi(^{\circ})$ отклонения границ $(h h \ell)$ от плотноупакованной плоскости (111) .

Из табл. 3 очевидно, что отклонение границ полос от плотноупакованной плоскости нарастает по мере увеличения доли дислокаций сопряженной системы скольжения в составе кристонов.

Таблица 3

Состав кристона и отклонения границ полос сдвига $(h h \ell)$
от (111) при $n > m$ и $h < \ell$

n	m									
	1		2		3		4		5	
	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$
1	0	54.74	—	—	—	—	—	—	—	—
2	1/3	29.50	0	54.74	—	—	—	—	—	—
3	1/2	19.47	1/5	38.94	0	54.74	—	—	—	—
4	3/5	14.42	1/3	29.50	1/7	43.31	0	54.74	—	—

n	m									
	1		2		3		4		5	
	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$	h/ℓ	$\varphi(^{\circ})$
5	2/3	11.42	3/7	23.52	1/4	35.26	1/9	45.81	0	54.74
6	5/7	9.45	1/2	19.47	1/3	29.50	1/5	38.94	1/11	47.41
7	3/4	8.05	5/9	16.58	7/5	25.24	3/11	33.64	1/6	41.47
8	7/9	7.01	3/5	14.42	5/11	22.00	1/3	29.50	3/13	36.66
9	4/5	6.21	7/11	12.75	1/2	19.47	5/13	26.19	2/7	32.73
10	9/11	5.57	2/3	11.42	7/13	17.45	3/7	23.52	1/3	29.50
11	5/6	5.05	9/13	10.34	4/7	15.79	7/15	21.31	3/8	26.80
12	11/13	4.62	5/7	9.45	3/5	14.42	1/2	19.47	7/17	24.52
13	6/7	4.6	11/15	8.69	5/8	13.26	9/17	17.91	4/9	22.58
14	13/15	3.95	3/4	8.05	11/17	12.27	5/9	16.58	9/19	20.92
15	7/8	3.68	13/17	7.49	2/3	11.42	11/19	15.43	1/2	19.47
16	15/17	3.44	7/9	7.01	13/19	10.68	3/5	14.42	11/21	18.21
17	8/9	3.24	15/19	6.59	7/10	10.02	13/21	13.53	6.11	17.09
18	17/19	3.05	4/5	6.21	5/7	9.45	7/11	12.75	13/23	16.10
19	9/10	2.89	17/21	5.87	8/11	8.93	15/23	12.05	7/12	15.21
20	19/21	2.74	9/11	5.57	17/23	8.47	2/3	11.42	3/5	14.42

Очевидно, что добавление к суперпозиционному вектору \mathbf{b} произвольного по величине вектора \mathbf{b}_{\parallel} , коллинеарного $[\bar{1}\bar{1}0]_{\gamma}$, не сказывается на выполнении условия (4), поскольку вектор \mathbf{b}_{\parallel} ортогонален любому направлению $[h\bar{h}\ell]_{\gamma}$. Значит, при определении вектора \mathbf{b} , лежащего в $(h\bar{h}\ell)_{\gamma}$ плоскости, имеется аддитивная неоднозначность:

$$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{b}' = \mathbf{b} + \mathbf{b}_{\parallel}. \quad (6)$$

Остановимся кратко на следствиях, вытекающих из предложенной простейшей модели носителя неоктаэдрического сдвига. Напомним, что при сдвиге по плоскости с нормалью \mathbf{N} в направлении \mathbf{b}_{\parallel} реализуется материальный поворот вокруг оси \mathbf{l} :

$$\mathbf{l} \parallel [\mathbf{b}, \mathbf{N}], \quad (7)$$

где символ $[\ , \]$ означает операцию векторного умножения. Ясно, что при чисто краевой ориентации вектора \mathbf{b} относительно линии $[\bar{1}\bar{1}0]_\gamma$ сдвиг по $(h\bar{h}\ell)_\gamma$ плоскости будет сопровождаться материальным поворотом вокруг оси $\mathbf{l} \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$, т.е. вокруг линии дислокации.

3. УСТОЙЧИВОСТЬ КРИСТОНОВ

Обсуждение естественно начать с применения стандартного критерия Франка, полагая, что входящие в суперпозиционный вектор Бюргерса \mathbf{b} (см. (3)) векторы \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 относятся к устойчивым дислокациям основной и сопряженной систем скольжения. Тогда очевидно, что

$$b^2 = (nb_1)^2 + (mb_2)^2 + 2mn(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2), \quad (8)$$

т. е. выигрыш в упругой энергии при образовании кристона имеет место при отрицательном значении скалярного произведения $(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$. Этот вывод очевиден из рассмотрения рис. 4, взятого из [33]. Действительно, сложение векторов \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 , образующих тупой угол (рис. 4, а), дает вектор, квадрат длины которого меньше суммы квадратов $b_1^2 + b_2^2$. Напротив, при сложении векторов, образующих острый угол (рис. 4, б), квадрат суммы векторов превышает сумму квадратов длин векторов.

Применительно к сдвигу по $(hhl)_\gamma$ плоскостям легко показать, что устойчивыми являются носители сдвига по плоскостям $(hhl)_\gamma$ при $h < \ell$, тогда как носители сдвига по плоскостям $(hhl)_\gamma$ при $h > \ell$ неустойчивы. Напомним, что в монокристаллах Al-3 % Cu и Ni₃Fe фиксировались полосы сдвига, ориентировки границ которых соответствовали классическому (по Франку) критерию устойчивости предполагаемых носителей неоктаэдрического сдвига.

Несмотря на указанное соответствие, полезно сделать ряд замечаний. Во-первых, следует иметь в виду, что процедура сравнения

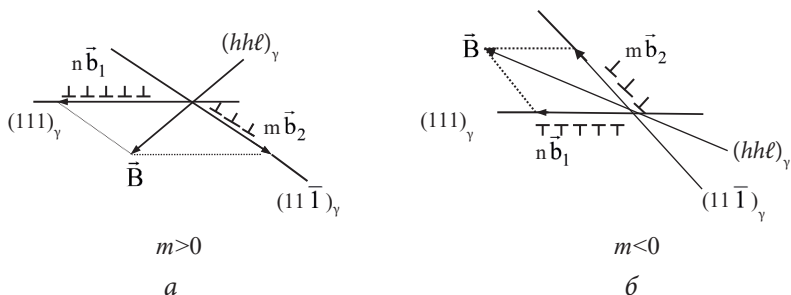


Рис. 4. Суперпозиционный вектор Бюргерса \mathbf{b} , лежащий в плоскости $(hh\ell)_\gamma$. Плоскость рисунка совпадает с плоскостью $(1\bar{1}0)_\gamma$

упругих энергий заведомо предполагает возможность удаления продуктов распада на большие расстояния друг от друга, при этом ни о каких взаимодействиях речь не идет. Совершенно ясно, что это разумный работоспособный критерий в области своей безусловной применимости, т. е. когда мала плотность дислокаций и их взаимодействием можно пренебречь. Верхний предел плотности дислокаций очевиден из чисто геометрических соображений. Действительно, если плотность дислокаций такова, что их ядра перекрываются, ни о каком распаде говорить не приходится. Область ядра обычно оценивается не больше чем в несколько параметров решетки. Это позволяет взять в качестве предельного геометрического расстояния между ядрами соседних дислокаций величину $L_0 \sim 10a$. Тогда $\rho_{\text{пред}} \sim L_0^{-2} = 1/((3.5 \cdot 10^{-7})^2 \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Разумеется, в случае, когда имеется неоднородный дислокационный заряд (дислокации одного знака), локализованный в окрестности какого-либо прочного препятствия, то несколько меньшая плотность дислокаций, в силу их взаимодействия, не позволит осуществиться распаду, сохраняя ядро расщепленным. Вполне разумная оценка в рамках теории упругости сводится к оценке расщепления d дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b} в упругом поле ансамбля дислокаций. В случае эффективного вектора Бюргерса $\mathbf{B} \approx n\mathbf{b}$, характеризующего скопление n краевых дислокаций, для дислокации, находящейся между стопором и скоплением (рис. 5) и стремящейся расщепиться на две дислока-

ции с векторами $\mathbf{b}/2$, величина расщепления d задается условием равновесия между силами отталкивания:

$$d = \frac{R}{2n+1}.$$

Например, при $R = 30 \cdot b$ и $n = 10$ имеем $d = 1,5 \cdot b$, т. е. скопление из 10 дислокаций, расположенное на расстоянии $(100-110) \text{ \AA}$ от выделенной, подавляет ее расщепление.

Таким образом, при плотности дислокаций $\rho \approx 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-2}$ выполнение критерия Франка не является обязательным.

Во-вторых, выше не обсуждался состав кристона, возникающего при взаимодействии дислокаций основной и сопряженной систем, векторы Бюргерса которых ортогональны друг другу (случай, выпадающий из области влияния критерия Франка). Например, для 60° дислокации в плоскости (111) имеем векторы Бюргерса, коллинеарные $[1\bar{1}0]_\gamma$, $[10\bar{1}]_\gamma$, $[01\bar{1}]_\gamma$, а для сопряженной плоскости скольжения $(11\bar{1})_\gamma$ — векторы, коллинеарные $[101]_\gamma$, $[1\bar{1}0]_\gamma$, $[011]_\gamma$. Очевидно, имеется две комбинации взаимно ортогональных векторов Бюргерса, относящихся к системам сдвига с пересекающимися вдоль $[1\bar{1}0]_\gamma$ направлениями плоскостями октаэдрического скольжения, а именно $[10\bar{1}]_\gamma$ и $[101]_\gamma$, $[01\bar{1}]_\gamma$ и $[011]_\gamma$. Для суперпозиционного вектора Бюргерса кристона (3), содержащего комбинации n и m векторов Бюргерса \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 , ортогональных друг другу, можно получить те же соотношения (5), (6), допускающие, как отмечалось, описание границ с индексами $(hh\ell)_\gamma$ при $h > \ell$.

В-третьих, подчеркнем, что носители сдвига в полосах с границами $\{hh\ell\}_\gamma$ при $h > \ell$ могут генерироваться обобщенными источниками

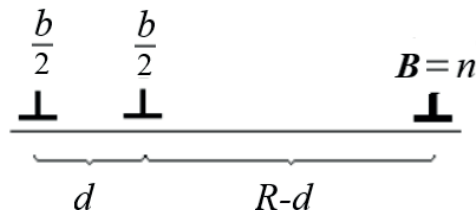


Рис. 5. Расщепленная дислокация (с шириной ядра d) в поле плоского скопления дислокаций

Франка — Рида, возникшими на границе двух фрагментов кристалла, в каждом из которых доминируют свои кристолные носители по полосам с границами $\{hhl\}_\gamma$ при $h < l$. Эти новые источники (и новые устойчивые кристоны) реализуются, если векторы Бюргера B_1 и B_2 взаимодействующих кристонов образуют тупой угол [34].

В-четвертых, не следует забывать о выводах, вытекающих из рассмотрения динамики дислокаций. Как показано в [11], при приближении скорости движения винтовой дислокации к скорости c_t поперечных звуковых колебаний сила отталкивания для дислокаций в одной плоскости скольжения убывает до нуля (правда, возрастает в поперечном направлении). Наиболее же интересен результат для краевых дислокаций, для которых качественно изменяется характер взаимодействия при достижении ими скорости поверхностных рэлеевских волн $\sim \chi c_p$, где параметр χ в случае изотропной среды меняется от 0,877 до 0,955 для значений коэффициента Пуассона от 0 до 0,5. Это означает, что быстродвижущийся пакет одноименных краевых дислокаций обладает энергией связи в состоянии движения со скоростями c , удовлетворяющими неравенствам: $\chi c_t < c < c_p$, т.е. носитель сдвига в форме параллельных скомпактированных призматических петель (рис. 6) устойчив.

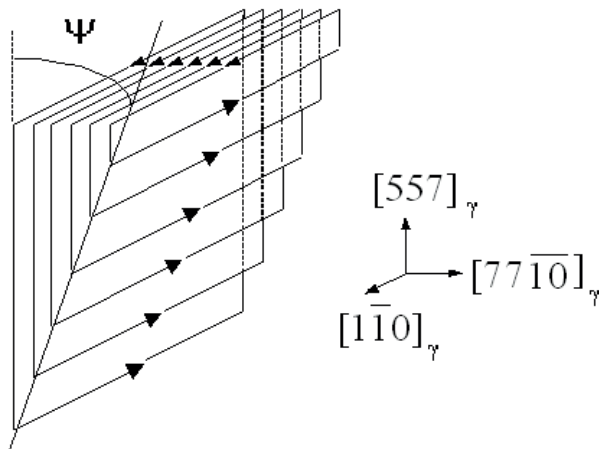


Рис. 6. Пример дислокационной модели кристоны — носителя простого сдвига $[7\ 7\ \bar{1}0]_\gamma$ $(557)_\gamma$

В принципе, в этом нет ничего удивительного, так как с точки зрения поля смещений такой модели смещения отвечает нелинейная волна, несущая сдвиг. Уединенные волны (так называемые солитонные решения нелинейных динамических уравнений), как известно [35], существуют. В связи с этим уместно упомянуть работу [19], в которой высказывалось предположение, что распространение полосы сдвига через несколько зерен возможно лишь в быстром волновом режиме.

Из сказанного следует, что и носители сдвига по плоскостям $(hh\ell)_\gamma$ при $h > \ell$ в принципе могут существовать в качестве самостоятельных объектов. Описание ориентаций границ в этом случае дается формулой (5) при замене t на $-t$.

4. КРИТИЧЕСКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ КРИСТОНОВ

Очевидно, что формирование рабочего сегмента ОИФР связано с сильным контактным взаимодействием дислокаций. В качестве максимального предельного поперечного размера сечения сегмента плоскостью, ортогональной Λ (в направлении, лежащем в плоскости сопряженной системы), в общем случае можно принять величину md , где d — ширина дефекта упаковки, $m \geq 1$. Это ограничение естественно следует из чисто геометрических соображений [36]. Ясно, что при $m = 1$ ширина дислокационного жгута непосредственно задается величиной d . При больших значениях d вероятность захвата дислокаций, скользящих по пачке плоскостей основной системы, больше, чем при малых d . Это означает, что в материалах, обладающих меньшей ЭДУ, для полос сдвига, формируемых кристонами, в состав кристона входит большее число n дислокаций основной системы по сравнению с материалами, обладающими большими ЭДУ. При m , существенно превышающих единицу, вполне вероятны процессы разделения рабочего сегмента ОИФР (обобщенный источник Франка — Рида) на совокупность сегментов, характеризующихся векторами Бюргерса с меньшими вкладами дислокаций сопряженной системы. Выгибание системы таких сегментов будет сопровождаться формированием пачки полос сдвига. Как известно, существование пачек полос сдвига достаточно типично для стадии развитой пластической деформации. Ясно, однако, что образование таких пачек не обязательно связано с размножением источников за счет двойного поперечного скольжения.

Качественная трактовка явлений, наблюдаемых в ходе пластической деформации, базируется на учете как минимум двух конкурирующих факторов при описании релаксационных процессов полей напряжений. Действительно, при возрастании плотностей дефектов и усложнении картины дальнотействующих полей напряжений система стремится к путям наиболее эффективной релаксации. Поэтому представляется естественным формирование носителей сдвига, способных нести большие «кванты» сдвига по сравнению, например, с отдельными дислокациями, скользящими по легким плоскостям, или, более общо, по сравнению с типичными носителями сдвига предшествующего масштабного структурного уровня. Однако всегда встает вопрос о реализации механизма генерации более крупных носителей, зачастую решаемый, в силу существования энергетического порога генерации, в пользу генерации носителей, имеющих минимальную энергию. Собственно, по этой причине в классической теории в качестве основных носителей сдвига рассматриваются дислокации с наименьшими векторами Бюргерса, а значительный сдвиг трактуется как следствие движения большого числа таких элементарных носителей сдвига на микроуровне.

По аналогии в кристонной схеме носителей сдвига естественно считать, что пока плотность носителей не слишком велика, эффективная релаксация может происходить за счет распространения большого числа таких носителей с минимальным значением краевой компоненты вектора Бюргерса по отношению к направлению $[1\bar{1}0]_\gamma$ плоскости $(hh\ell)_\gamma$. Дополнительным соображением в пользу этого может служить известная оценка критического значения напряжения τ_k для действия источника Франка — Рида (см., например, [11, 37]):

$$\tau_k \sim \frac{Gb}{L}, \quad (9)$$

где b — модуль вектора Бюргерса; G — модуль сдвига, а L — длина закрепленного на концах дислокационного сегмента, периодическое выгибание которого сопровождается образованием дислокационных петель. В случае генерации кристона в критерии (9) b соответствует длине суперпозиционного вектора Бюргерса (3) кристона, способного к скольжению по $(hh\ell)_\gamma$ плоскостям, а L — длине барьера Ло-

мера — Коттрелла, вблизи которого формируется дислокационный жгут из дислокаций взаимодействующих систем скольжения.

Сделаем ряд дополнительных замечаний, важных для более глубокого понимания кристонной модели (при начальном чтении их можно пропустить). Отметим, что если рассматривается фрагмент монокристалла с двумя действующими системами скольжения (и, значит, с одним вариантом барьеров, для определенности с линией $[1\bar{1}0]_\gamma$), то в качестве величины L можно выбрать значение, удовлетворяющее неравенству $L \leq L^\perp$, где L^\perp — расстояние между барьерами:

$$L^\perp \sim \frac{1}{\sqrt{\rho^\perp}}, \quad (10)$$

здесь ρ^\perp — плотность барьеров в перпендикулярном к $[1\bar{1}0]_\gamma$ направлении. Последнее замечание учитывает, что беспрепятственное выгибание супердислокационного сегмента до критического радиуса ($r \geq L/2$) предполагает наличие свободного объема с размером порядка L^\perp . Кроме того, в данной оценке содержится важное дополнительное предположение: для генерации кристона практически не важны плотности дислокаций отдельных систем, так как они порознь не могут существенно препятствовать движению кристонной петли. Указанное приближение соответствует стандартной для физики сильновзаимодействующих частиц ситуации: основной вклад в энергию дают вновь образовавшиеся квазичастицы, взаимодействующие в основном между собой. Разумеется, физика пластической деформации не является исключением. Так, например, при наличии дисклинаций [38] учитывается в первую очередь междисклинационное взаимодействие, что вполне логично, ибо эти носители поворотных мод относятся к дефектам более высокого масштабного уровня по сравнению с дислокациями.

Поскольку движение кристона осуществляется в периодическом потенциале решетки, то важно знать напряжения, требующиеся для преодоления решеточного энергетического барьера без термической активации. Такой тип напряжений является аналогом напряжения Пайерлса τ_n для отдельной дислокации (см., например, [11, 39, 40]),

поэтому естественно использовать для него обозначение $\tau_{\text{пк}}$. Несомненный интерес представляет ориентационная зависимость $\tau_{\text{пк}}$ (т. е. зависимость от индексов h, k, ℓ кристаллографических плоскостей $(hkl)_\gamma$, вдоль которых осуществляется сдвиг). Этот вопрос на основе обработки экспериментальных данных [41] рассмотрен в [42, 43], где обсуждается более последовательный, чем в первоначальном варианте Пайерлса — Набарро, вывод формулы $\tau_{\text{пк}}$, позволяющей рассматривать и решетки, отличающиеся от простой кубической, на основе выводов работы [44], содержащей явную зависимость $\tau_{\text{п}}$ от межплоскостного расстояния a' в плоскости сдвига в перпендикулярном к линии дислокации направлении.

В качестве простейшей модели ядра кристона используется распределение поля смещений, распространение которого сопровождается деформацией простого однородного сдвига в области пробега ядра носителя сдвига в полосе. Деформация сдвига (со значением $\text{tg } \psi$) по плоскости $(hhl)_\gamma$ рассматривается как результат согласованного движения парциальных дислокаций по каждой из $(hhl)_\gamma$ плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии

$$d_{hhl} = \frac{a}{\sqrt{2h^2 + \ell^2}}, \quad (11)$$

как это схематически отражено на рис. 7, где значение $\text{tg } \psi = \sqrt{2}/4$.

Сумма векторов \mathbf{b}_j Бюргерса парциальных дислокаций равняется величине суперпозиционного вектора Бюргерса:

$$\mathbf{b} = \sum \mathbf{b}_j. \quad (12)$$

Показано, что при корректном учете зависимости от индексов h и ℓ предэкспоненциального множителя и показателя экспоненты величина $\tau_{\text{пк}}$ в случае квазиплоского ядра кристона (при $d \ll b$) оказывается порядка $\tau_{\text{п}}$ для октаэдрического скольжения дислокаций. В частности, скольжение квазиплоских кристонов по плоскостям $(hhl)_\gamma$ с большими (и почти совпадающими) значениями h и ℓ должно быть физически неотличимым от скольжения по октаэдрической плоскости $(111)_\gamma$.

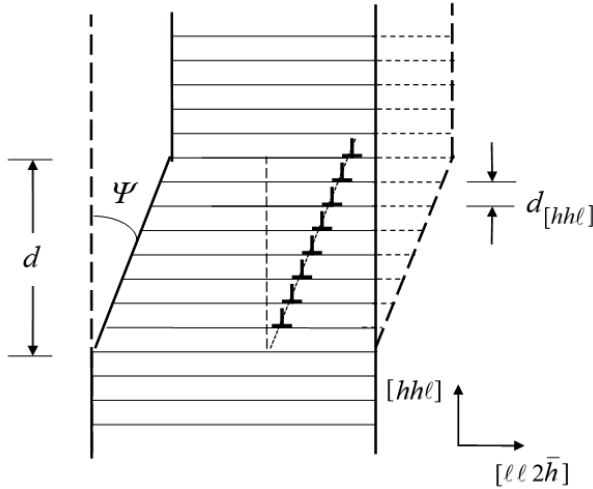


Рис. 7. Формальная дислокационная схема кристона — носителя простого сдвига $[\ell\ell 2\hbar]_y (hh\ell)_y$

Полезно оценить, насколько справедливо представление о различимости ближайших кристаллографических плоскостей $(hh\ell)_y$ с помощью соотношения неопределенностей для координаты Δx_i и импульса Δp_i :

$$\Delta x_i \Delta p_i \geq \hbar/2, \quad (13)$$

где $\hbar \approx 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, деленная на 2π . Примем $\Delta x_i \sim d_{hh\ell} = \sqrt{2}d_{[\ell\ell 2\hbar]}$ и учтем, что минимальная кинетическая энер-

гия $E_k = \frac{\Delta p^2}{2m}$. Тогда, например, при массе атома $m \sim 10^{-25}$ кг для

$\Delta x_i \approx d_{[\ell\ell 2\hbar]}$ энергия E_k соответствует уровню абсолютной температуры 210 К при индексах $h = 95$ и $\ell = 97$. Уместно подчеркнуть, что проведенная оценка относится, строго говоря, к случаю абсолютного нуля температур, т.е. величина E_k соответствует энергии нулевых колебаний. При $T > 0$, как показано в [45], соотношение неопределенностей модифицируется домножением правой части (12) на $\text{ctg}(\hbar\omega_0/k_B T)$, где ω_0 — характерная частота осциллятора; k_B — постоянная Больцмана. Поэтому в действительности отдельные

плоскости $(95\ 95\ 97)_\gamma$ физически неразличимы уже при комнатной температуре. Очевидно, что этот вывод тем более верен для плоскостей с большими индексами.

Учитывая, что плоскость $(95\ 95\ 97)_\gamma$ составляет с плотноупакованной плоскостью $(111)_\gamma$ угол $\varphi \approx 0.565^\circ$, можно ожидать, что скольжение по таким плоскостям (и еще более близким к плотноупакованным) связано с напряжениями, незначительно превышающими $(\tau_n)_{111}$.

Дополнительно отметим, что при большом (но фиксированном) значении вектора Бюргерса b кристона предельная, еще имеющая физический смысл, деформация простого сдвига описывается значением $\operatorname{tg} \psi = b/d_{hhe}$ и локализуется в слое толщиной d_{hhe} , тогда показатель экспоненты в выражении для $\tau_{пк}$ в случае квазиплоского ядра кристона близок к $-2\pi \operatorname{tg} \psi$.

Напротив, увеличение поперечного (по отношению к направлению сдвига) размера ядра кристона d , при фиксированном векторе Бюргерса кристона b , должно сопровождаться снижением модуля показателя экспоненты и соответственно возрастанием $\tau_{пк}$. Наибольшего значения $\tau_{пк}$ следует ожидать для движения дислокационной стенки (малые значения $\operatorname{tg} \psi$). Поэтому при оценке $\tau_{пк}$ для деформации простого сдвига из интервала $0 < \operatorname{tg} \psi < b/d_{hhe}$ можно использовать в качестве показателя экспоненты в выражении для $\tau_{пк}$ интерполяционный множитель $\kappa(\psi) = -(1 + \operatorname{tg} \psi)\zeta_i/d_{[\ell\ell 2\bar{h}]}$.

При количественном анализе важно учитывать и анизотропию модуля сдвига G . Так, в [46] для сдвига $[\ell\ell 2\bar{h}]_\gamma$ (hhe) $_\gamma$ при обработке данных, полученных в ходе деформации сжатия вдоль Ni_3Fe , показано, что значения G отличаются практически в два раза для кубического сдвига по $(001)_\gamma$ плоскости (либо по $(110)_\gamma$ плоскости) и по $(112)_\gamma$ плоскости. В связи с этим вполне понятна корреляция между характерными деформациями и критическими напряжениями для генерации кристонов, формирующих полосы сдвига, и ходом кривой σ – ε , установленная в [47] с учетом данных [48].

Следует подчеркнуть, что в ходе распространения кристонной петли из-за взаимодействия с неоднородностями среды (обусловленными либо частицами предварительно выделившихся фаз, либо мезоконцентраторами, либо другими кристонными петлями) воз-

можно закрепление сегментов петли с кристаллографическими ориентировками Λ , существенно отличающимися от исходных вариантов $\langle 110 \rangle_\gamma$. Модификация вектора Бюргерса вновь возникшего ОИФР приводит к смене плоскости распространения генерируемой кристонной петли и вполне вероятно ее отличию от типа $\{hhe\}_\gamma$. Ясно, что в выборе новой плоскости распространения большую роль играет фактор Шмида (1). В случае когда имеется информация об ориентациях осей сжатия и растяжения, осях поворота решетки и ориентациях границ полос сдвига, возможна реконструкция процесса формирования полос с восстановлением состава суперпозиционных векторов Бюргерса, меняющихся в ходе деформации. Показателен в этом отношении сценарий подобной реконструкции, выполненный в [32] для трактовки процессов, ведущих к образованию полос сдвига с границами $\{123\}_\gamma$.

В свете сказанного ясно, что после пластической деформации можно ожидать расширения спектра реализуемых вариантов полос сдвига, как и кристаллов мартенсита (охлаждения, напряжения и деформации).

Очевидно, что изложенная идеология применима и для кристаллов с иной симметрией кристаллической решетки. В частности, анализ формирования полос сдвига в сплавах с неупорядоченной и упорядоченной ОЦК решетками был выполнен в [5–7, 49, 50], а для кристаллов с гексагональной плотноупакованной решеткой — в [51].

5. О РОЛИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В РЕАЛИЗАЦИИ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Кроме мартенсита охлаждения (МО), связанного со спонтанным мартенситным превращением при закалке, различают (см. например, [52]) мартенсит напряжения (МН) и мартенсит деформации (МД).

Мартенсит напряжения реализуется в условиях действия внешнего упругого поля напряжений σ , в диапазоне температур $M_s < T < M_s^\sigma$, где M_s^σ соответствует температуре начала МП при охлаждении в случае σ , равного пределу упругости (сдвиг температуры начала МП во внешнем упругом поле вполне ожидаем и действительно наблюдается). Мартенсит напряжения не отличается принципиально от МО, так как механизм управления ростом отдельных мартенситных кристаллов аналогичен. Поэтому влияние внешнего напряжения, понижающего симметрию системы (кристалл плюс внешнее поле), сводится к сужению (по сравнению с МО) числа наблюдаемых вариантов мартенситной реакции. Исключение составляет только ориентация оси внешнего напряжения вдоль $\langle 111 \rangle_\gamma$ направлений, не нарушающая равноправия 24 возможных вариантов.

Под МД (в широком смысле этого слова) понимают мартенсит, формирующийся в диапазоне температур $M_s^\sigma < T < M_d \leq T_0$, в условиях протекания пластической деформации материала.

Вообще говоря, влияние пластической деформации многообразно. Во-первых, она может создавать новые центры зарождения (не только рождая их в новых местах, но и модифицируя центры зарождения МО). Во-вторых, в ходе пластической деформации, при росте концентрации дефектов и их взаимодействии, происходит

изменение самой среды. В частности, за счет деформационного упрочнения может увеличиться уровень напряжений и температура M_s^σ повысится. С другой стороны, в результате интенсивной пластической деформации можно существенно сократить размеры объемов, свободные от дефектов, и добиться стабилизации аустенита, сохраняемой вплоть до абсолютного нуля температуры. И наконец, в-третьих, при пластической деформации при сильном (контактном) взаимодействии дислокаций могут сформироваться носители локализованного сдвига (супердислокационного типа, для краткости впервые названные в [1] кристонами) в полосах, плоские границы которых не обязательно совпадают со стандартными $\{111\}_\gamma$ ориентировками плоскостей скольжения в γ -фазе, а могут существенно от них отличаться. Перемещение подобных носителей должно способствовать потере устойчивости исходной γ -фазы, выполняя функции управляющего процесса, ответственного за кооперативный характер образования МД. Последний аспект и является решающим для введения вполне определенного понятия МД (в узком смысле). В дальнейшем, если специально не оговаривается, то имеются в виду скорости пластической деформации, малые по сравнению со скоростями при ударно-волновом нагружении.

Для МО (как и для МН) адекватной совокупности наблюдаемых особенностей превращения является волновая модель управления ростом мартенситного кристалла. Поскольку сверхзвуковая скорость недостижима для движения дефектов, измерение скорости роста мартенситных кристаллов является наиболее надежным способом дифференциации МД от МН. Однако прецизионные измерения скоростей роста отдельных кристаллов в настоящее время нельзя отнести к общепринятой методике. Поэтому важно анализировать особенности морфологических признаков МД, позволяющих произвести его селекцию от МН (достаточно подробно этот вопрос рассмотрен в [7]).

Разумеется, после достижения пороговой деформации (и соответствующей пороговой энергии) возможен переход к волновому механизму роста, так как, несмотря на возрастание пороговой энергии при приближении к температуре равновесия фаз T_0 (и соответственно удалении от температуры M_s^σ), остающейся разности

свободных энергий фаз в совокупности с пороговой энергией может оказаться достаточно для автокаталитического роста кристалла. Эта возможность в еще большей степени делает условной градацию между МО, МН и МД в случае, когда их дифференциация ведется только по наблюдаемым морфологическим признакам

Как известно, для МО (как и для МН) имеется однозначное соответствие между габитусной плоскостью (ГП), направлением макросдвига и ориентационными соотношениями (ОС) решеток γ - и α -фаз, отражающее кооперативный характер превращения. Синтез концепций гетерогенного зарождения и волнового роста позволяет связать эти правила с характеристиками дислокационного центра зарождения [53, 54]. Представляет интерес установление подобных правил для МД на основе анализа процесса управления ростом кристаллов МД. Морфологический анализ удобно проводить с помощью сравнения ГП мартенситных кристаллов, поскольку, с одной стороны, эта характеристика геометрически наглядна, а с другой — известны волновой и кривонный механизмы описания ориентировки границ полос сдвига.

На рис. 8 схематически отражены три перечисленных выше аспекта влияния пластической деформации, каждый из которых,

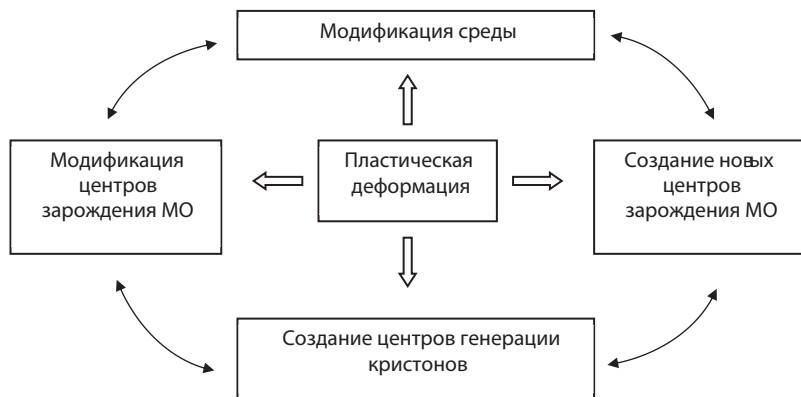


Рис. 8. Схема, отражающая роль пластической деформации в создании центров зарождения для кристаллов МО, МД и полос сдвига

в меру поставленных задач (а потому заведомо ограничено), отражается в любых исследованиях.

Разумеется, подобная дифференциация является относительной, поскольку модифицированный либо вновь созданный центр зарождения для кристаллов МО может играть и роль обобщенного источника Франка — Рида, действие которого в условиях внешних напряжений, превышающих критический уровень, порождает кристонные носители сдвига, инициирующие формирование полос сдвига кристаллов МД, если решетка в полосе сдвига теряет устойчивость. Очевидно также, что все названные центры входят в состав модифицированной среды, определяя ее специфику. Поэтому на схеме введены и овальные стрелки.

6. О ВОЗМОЖНЫХ ВАРИАНТАХ МАРТЕНСИТА ДЕФОРМАЦИИ

Далее, если не сделано специальной оговорки, термин «мартенсит деформации» (МД) используется в узком смысле этого слова (см. раздел 5). Другими словами, по определению будем считать, что при формировании кристалла МД управляющим является процесс распространения кристона, несущего деформацию сдвига и поля напряжений, превышающие в окрестности ядра кристона уровень макроскопического предела упругости. По отношению к кристонам как носителям пороговой деформации будем различать два случая. Первый случай: выполнение порогового условия достигается за счет влияния распространяющегося вместе с кристоном мезоупругого поля σ^{mel} , локализованного вне ядра кристона. Мартенсит деформации, возникающий при этом, удовлетворяет определению, данному выше, в разд. 5. Однако в общем случае такой МД (обозначим его МД1) может отличаться от мартенсита деформации (обозначим его МД2), формирующегося в области, где основную роль играют внутриядерные составляющие деформации кристона. Выявление особенностей МД1 требует анализа упругого поля, создаваемого кристоном, которое в первом приближении можно рассматривать как суперпозицию упругих полей, создаваемых распределением призматических дислокационных петель, моделирующим ядро кристона (см., например, рис. 6). Расчет упругого поля подобного распределения представляет отдельную задачу, так как ближняя окрестность ядра кристона с высоким уровнем σ^{mel} чувствительна к конфигурации поля деформаций ядра. Поэтому при оценках σ^{mel}

можно ограничиваться экстраполяцией данных для упругих полей кристона в приближении, характеризующем кристон как дислокацию (дислокационную петлю) с заданным вектором Бюргерса (равным вектору Бюргерса кристона). Именно так кристоны можно рассматривать как модифицированные ДЦЗ (дислокационный центр зарождения) для кристаллов МО.

Поскольку σ^{mel} сопутствует сдвигу, при анализе ориентировок габитусных плоскостей (ГП) кристаллов МД можно не различать случаи МД1 и МД2, полагая, что сдвиг локализован в полосе, плоские границы которой задают ориентировку ГП кристаллов МД. В то же время при детализации морфологического описания можно ожидать определенных различий. А именно, в случае кристаллов МД1 границы скорее всего будут иметь не столь же четко выраженную кристаллографическую огранку, как в случае кристаллов МД2. Априори ясно, что возможно и формирование кристаллов МД, центральная часть которых (своеобразный «мидриб») представляет собой кристалл МД2, тогда как периферические области следует отнести к варианту МД1. Не исключается и случай, когда недостаточная величина пороговой деформации внутри кристона приведет к морфотипу, в котором полоса сдвига граничит с кристаллом МД1. Подобный вариант при морфологическом описании может восприниматься как инициация мартенсита деформации полосой сдвига.

После этих качественных замечаний очевидно, что тривиальными габитусными плоскостями кристаллов МД в ГЦК кристаллах могут быть плоскости $\{111\}_\gamma$. Ясно также, что простейшие нетривиальные ориентировки ГП совпадают с $\{hhl\}_\gamma$, хотя, в принципе, ориентировки ГП могут быть общего вида $\{hkl\}_\gamma$.

Кристонные схемы описания применительно к формированию МД имеют разные сценарии, идентификация которых требует детализации экспериментальной информации. Например, после достижения пороговой деформации (и соответствующей пороговой энергии) возможен переход и к волновому механизму роста. Эта возможность указывает на комбинированный путь: барьер преодолевается за счет внешнего источника энергии, а рост в волновом режиме идет за счет выделения энергии.

Поскольку цель данного пособия — формирование базовых понятий и представлений, мы ограничимся анализом деформации, которая реализуется кристоном как носителем сдвиговой деформации с величиной $\tan \psi$ в случае кристаллов МД с габитусами $\{hhl\}$, имея в виду, что именно кристон задает ориентацию ГП и вносит существенный вклад в пороговую деформацию. Как неоднократно отмечалось в литературе (см., например, [55–58]), кристаллы мартенсита деформации часто зарождаются в области пересечения полос сдвига по плотноупакованным плоскостям γ -фазы, либо в областях пересечения кристаллов ϵ мартенсита (с ГПУ решеткой), имеющих габитусы $\{111\}_{\gamma}$, либо при пересечении двойников γ -фазы [59], также возникающих при сдвиге по плоскостям $\{111\}_{\gamma}$ в направлениях $\langle 11\bar{2} \rangle_{\gamma}$. Эти экспериментальные факты позволяют считать, что в условиях пластической деформации будут формироваться в первую очередь кристоны, обеспечивающие ориентацию границ полос сдвига $\{hhl\}$ типа, которые, в случае потери устойчивости решетки, реализуются как кристаллы мартенсита деформации с габитусами $\{hhl\}$.

7. КРИСТОН КАК НОСИТЕЛЬ СДВИГА, СТИМУЛИРУЮЩЕГО ПОРОГОВУЮ ДЕФОРМАЦИЮ

В области температур $M_s^\sigma < T \leq M_d$ значения ε_n превышают величину деформации, достижимой в области действия макроскопических упругих напряжений (в полной мере это относится к температурам, примыкающим к верхней границе интервала). Тогда выполнение порогового условия оказывается возможным, если деформации ε_1 и ε_2 содержат мезосоставляющую $\varepsilon_{1,2}^{mel}$, дополнительную к макроупругой $\varepsilon_{1,2}^{el}$. Естественно считать, что финишная (бейновская или иного типа) деформация решетки аустенита при образовании кристаллов МД происходит в полосах сдвига при распространении кристона, несущего пороговую деформацию (либо ее существенную долю).

Будем считать, что ядро кристона несет деформацию, описываемую на мезоскопическом масштабе как простой сдвиг. Используем полярное разложение тензора:

$$\hat{T} = \hat{1} + S \tau \cdot n, \quad S = \operatorname{tg} \psi = 2 \operatorname{tg} \omega, \quad \tau = n = 1, \quad (14, a)$$

$$\hat{T} = \hat{\lambda} \cdot \hat{\omega}. \quad (14, б)$$

В формуле (14, а) $\hat{1}$ — единичный тензор, $\tau \cdot n$ — диадная форма записи деформации сдвига по плоскости с нормалью n в направлении τ , имеющего величину S (см. рис. 6, 7), ω — величина угла поворота вокруг оси $[\tau, n]$ ($[\cdot]$ — символ векторного произведения). В формуле (14, б) $\hat{\lambda}$ и $\hat{\omega}$ — деформационная и поворотная

части тензора \hat{T} . Естественно предположить, что для начала γ - α' превращения в первую очередь предпочтителен сдвиг, при котором в результате разворота решетки аустенита ориентация одной из главных осей ξ_i деформации Бейна (коллинеарных $\langle 001 \rangle_\gamma$ либо $\langle 110 \rangle_\gamma$) совпадет с ориентацией главной оси ζ_i тензора $\hat{\lambda}$. Кроме того, главные значения ε_i тензора деформации $\hat{\varepsilon} = \hat{\lambda} - \hat{1}$ должны удовлетворять условию $\varepsilon_1, |\varepsilon_2| \leq 0.5 \cdot \varepsilon_{if}$, где типичные значения ε_{if} финишной деформации порядка деформации Бейна ε_{ib} (например, близки к 0,13 и -0,2). Собственные числа λ_i и собственные векторы ζ_i тензора $\hat{\lambda}$ имеют вид

$$\lambda_{1,2} = \frac{1 \pm \sin \omega}{\cos \omega}, \quad \lambda_3 = 1, \quad \zeta_{1,2} \parallel \mathbf{n} \pm \lambda_{1,2} \boldsymbol{\tau}, \quad \zeta_3 \parallel [\boldsymbol{\tau}, \mathbf{n}]. \quad (15)$$

Из (15) видно, что изменение знака ω меняет местами оси растяжения и сжатия: при $\omega > 0$ $\varepsilon_1 = \lambda_1 - 1 > 0$, $\varepsilon_2 = \lambda_2 - 1 < 0$; при $\omega < 0$ $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$. Кроме того, $\lambda_1 \lambda_2 = 1$, т.е. сдвиг не сопровождается изменением объема. Ясно также, что деформация растяжения обязательно преобладает над деформацией сжатия (при нулевом изменении объема), как это следует из (14). В методическом отношении представляют интерес и предельные случаи:

$$\omega = 0 \Rightarrow \zeta_{1,2} \parallel \mathbf{n} \pm \boldsymbol{\tau}; \quad (16, a)$$

$$\omega = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \zeta_1 \parallel \boldsymbol{\tau}, \quad \zeta_2 \parallel \mathbf{n}; \quad \omega = -\frac{\pi}{2} \Rightarrow \zeta_1 \parallel \mathbf{n}, \quad \zeta_2 \parallel -\boldsymbol{\tau}. \quad (16, б)$$

Из (16) очевидно, что при изменении ω от 0 до $\pm\pi/2$ ориентация векторов ζ_i изменяется на $\pi/4$. Материальный поворот на угол ω превышает поворот векторов ζ_i при изменении ω .

С помощью (15) можно представить нормаль к плоскости сдвига в виде линейной комбинации собственных векторов $\zeta_{1,2}$:

$$\mathbf{n} = \frac{\zeta_1 + \zeta_2 \sqrt{\Gamma}}{\sqrt{1+\Gamma}}, \quad \Gamma = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{1+\varepsilon_1}{1+\varepsilon_2} = \frac{1+\sin \omega}{1-\sin \omega}. \quad (17)$$

Допустим, что деформация сдвига обеспечивает финишную деформацию плоскостей $\{1\bar{1}0\}_\gamma$ в $\{001\}_\alpha$ при ГЦК-ОЦК превраще-

нии. Применим соотношение (17) для отыскания системы сдвига, обеспечивающего идеальность ГЦК и ОЦК плоскостей, при деформациях сжатия и растяжения соответственно вдоль $[001]_\gamma$ и $[110]_\gamma$ направлений. Нетрудно убедиться, что идеальность симметрии ГЦК и ОЦК плоскостей обеспечивается при $\Gamma = \sqrt{2}$. Тогда угол ω , сопоставляемый, согласно (17), сдвигу, удовлетворяет равенству

$$\sin \omega = \frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2} + 1}, \quad \omega \approx 9.8793^\circ. \quad (18)$$

Следовательно, согласно (15), деформация растяжения будет $\varepsilon_1 \approx 0.1892$, а деформация сжатия $\varepsilon_2 \approx -0.1591$. Напомним, что \mathbf{n} , $\boldsymbol{\tau}$ и $\boldsymbol{\zeta}_{1,2}$ — единичные векторы. Выбирая в качестве собственных векторов $\boldsymbol{\zeta}_1 = [110]/\sqrt{2} = \boldsymbol{\xi}_1$ и $\boldsymbol{\zeta}_2 = [001] = \boldsymbol{\xi}_2$, при $\Gamma = \sqrt{2}$ из (16) находим

$$\mathbf{n} \approx [0.45509 \ 0.45509 \ 0.76537], \quad (19)$$

или в приближении малых целочисленных индексов $\mathbf{n} \parallel [3 \ 3 \ 5]_\gamma$.

Если полагать, что в перпендикулярном к плоскости $\{001\}_\alpha$ направлении за счет электронных корреляций происходит деформация расширения $\varepsilon_3 = \varepsilon_\gamma$, восстанавливающая кубическую симметрию α -фазы, то относительное изменение объема (обозначим его для данного крайнего случая $\delta_{(110)}$) составит $\delta_{(110)} \approx 0.1892$, т. е. будет очень большим, в разы превышающим δ — типичные для мартенсита охлаждения. Большим будет и значение деформации сдвига $\tan \psi = 2 \tan \omega \approx 0.3483$. Заметно будет отличаться и параметр a'_α решетки α' -мартенсита деформации от параметра a_α для МО ($a'_\alpha > a_\alpha$). Если формально допустить подобный аномальный объемный эффект, то придем к выводу о реализации α' -мартенсита с габитусами $\{h h \ell\}_\gamma$ и ОЦК решеткой лишь в виде мелких кристаллов. Действительно, при относительной деформации расширения 0.1892 абсолютное смещение порядка параметра решетки (которое может быть аккомодировано окружающим аустенитом) достигается при исходном размере, близком к пяти параметрам решетки. Следовательно, α' -мартенсит с габитусами $\{h h \ell\}_\gamma$ и решеткой, близкой к ОЦК решетке, должен иметь поперечный размер порядка нанометра. При

увеличении кристаллов будет реализовываться тетрагональный α' -мартенсит с возможным орторомбическим искажением (т. е. с тремя различными параметрами решетки).

Скорее всего, однако, при невысоких скоростях деформации и сравнительно низких скоростях движения кристонов (по отношению к сверхзвуковым скоростям роста кристаллов МО) соотношение деформаций, задаваемое на уровне пороговой деформации только кристонным сдвигом, выполняться не будет. Тем не менее можно принять, что инициированный кристоном сдвиг, выделяя пару ортогональных направлений деформации, способен стимулировать начало бейновской деформации, соотношение же деформаций скачкообразно меняется в результате межатомных взаимодействий в области решетки, потерявшей устойчивость.

Практический интерес представляет использование идеологии (16) и (17) при нахождении кристонов, инициирующих пороговый процесс. Наиболее простым является случай габитусов $(hhl)_\gamma$, т. е. $\mathbf{n} \parallel (\eta\eta 1)_\gamma$ и векторов Бюргерса кристонов $\mathbf{b} \parallel [\ell\ell 2\bar{h}]_\gamma$, т. е. $\tau \parallel [11 2\bar{\eta}]_\gamma$, и ориентаций оси внешнего нагружения $\mathbf{e} \parallel [pp 1] \in (1\bar{1}0)_\gamma$. Из (16) и (17) сразу следует, что при значении $\omega = 0$ требованию $\zeta_{1,2} \parallel \xi_{1,2}$ отвечает значение $\eta = 1/\sqrt{2}$. Ясно, что сдвиги по плоскостям $(\eta\eta 1)_\gamma$, близким к $(11\sqrt{2})$, при $\omega \leq 0.5\varepsilon_b \leq 0.1$ могут обеспечить оптимальные условия для инициации деформации Бейна. Действительно, при таких ω отклонение $\Delta\varphi = \varphi - \pi/2$ угла φ между направлениями $[001]'$ и $[110]'$, в которые переходят $[001]_\gamma$ и $[110]_\gamma$ при сдвиге, невелико. Например, при сдвиге $11\sqrt{2}$ можно показать, что

$$\varphi = \arccos \left\{ \left[1 + \frac{(\operatorname{tg} \omega)}{4} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}. \quad (20)$$

Тогда, как видно из табл. 4, при $\omega = 0,1$ рад значение $\Delta\varphi = 1,15^\circ$.

Таблица 4

Зависимость угла φ между направлениями $[001]'$ и $[110]'$ от ω

ω (рад)	0,06	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	$\pi/2$
φ (°)	89,59	88,85	85,30	79,16	70,32	59,17	46,89	0

Разумеется, данные табл. 4 отражают формальный (геометрическая нелинейность) результат (20), не учитывающий реальных процессов в материале при нарастающей деформации, например, механического двойникования, которые приводят к сбросам напряжений и восстановлению симметрии решетки в переориентированных областях (в стесненных условиях допустимо в определенных пределах и существование искривленной решетки).

Данный простой анализ показывает, что для инициации бейновской деформации важна окрестность значений параметра η вблизи $\eta = 1/\sqrt{2}$ и ориентировки оси внешнего нагружения e , близкие к осям симметрии четвертого (малые $|p|$) и второго (большие $|p|$) порядка. Существенно также, что для указанных систем сдвига и ориентировок e фактор Шмида M близок к максимально возможному значению. В соответствии с (3) и (5) значениям η из окрестности $\eta = 1/\sqrt{2}$ могут быть сопоставлены отношения n/m , задающие «составы» кристонов. Так, при $\eta = 2/3$ имеем $n/m = 5/1$ (при $\eta = 1/\sqrt{2} \approx 5/7$ имеем $n/m = 6/1$). Подобный состав кристонов при деформации монокристаллов может реализоваться, если исходная ориентировка e выделяет только одну из систем скольжения [8]. Например, при $e \parallel [p_1 p_2 1]$, где $p_{1,2} < 0$, $|p_{1,2}| \ll 1$, выделена система $(111)_\gamma$, $[01\bar{1}]_\gamma$. В ходе пластической деформации происходит вращение решетки. В случае попадания оси e в плоскость $(11\bar{0})_\gamma$ начинается генерация дислокаций сопряженной системы скольжения $(11\bar{1})_\gamma$, $[011]_\gamma$, что приводит к выполнению условия $n > m$. Если исходная ориентация e далека от $\langle 001 \rangle_\gamma$ или $\langle 110 \rangle_\gamma$ (например, близка $\langle 111 \rangle_\gamma$), то формирование α' мартенсита с габитусами $\{hhl\}_\gamma$ будет происходить при достаточно высоком уровне пластической деформации, обеспечивающем попадание полюса e в окрестности выделенных осей симметрии. Как известно, не только начальное положение e , но и характер нагружения (растяжение или сжатие) может существенно сказываться на траектории движения полюса e . Качественное

обсуждение влияния ориентировок осей внешнего нагружения общего вида имеется в [8].

Интересно, что требование малых пороговых деформаций сдвига ($\omega \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow 0$) в кристонной модели приводит к габитусам, близким к $\{557\}$, характерным для пакетного мартенсита охлаждения, что косвенно указывает на относительно низкий межфазный барьер при формировании мартенситных кристаллов с такими габитусами.

8. ПРИМЕР ФОРМИРОВАНИЯ НАНОКРИСТАЛЛА МАРТЕНСИТА ДЕФОРМАЦИИ ПРИ КОНТАКТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПАРЫ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНЧАТЫХ ОБЛАСТЕЙ ДВОЙНИКОВ ИСХОДНОЙ ГЦК РЕШЕТКИ

Весьма наглядно формирование мартенсита деформации иллюстрируют данные [59] о столкновении двух двойников аустенита (отмечены символами γ_1 и γ_2 по отношению к исходной ориентации γ_0), сопровождающемся стартом нанокристалла α' мартенсита деформации. Приведение данных измерения [Там же] габитусов от базиса двойника к исходному базису аустенита показывает, что габитус α' кристалла совпадает с $\{441\}_\gamma$. Возможность извлечения дополнительной информации для подтверждения кристонной модели связана со спецификой взаимодействующих объектов. Действительно, идентичность величины сдвига $\sqrt{2}/4$ в сталкивающихся двойниках позволяет утверждать, что толщины двойников в области старта роста кристаллов МД с габитусами $\{441\}_\gamma$, согласно (5), должны относиться как $n/m = 5/3$, поскольку величина суммарного вектора Бюргерса, сопоставляемого двойникующему сдвигу, прямо пропорциональна толщине двойниковой пластинки. На рис. 9 представлен фрагмент рисунка из [59], где нами отмечены толщины d_1 и d_2 пересекающихся пластин двойников, взаимодействие которых приводит к формированию одного из α' -кристаллов.

Видно, что соотношение толщин $d_2/d_1 \approx 5/3$ соответствует ожидаемому в кристонной модели (напомним, для получения ориентаций границ полос $(h\bar{h}\ell)$ при $h > \ell$ в формуле (5) следует заменить m на $-m$).

Таким образом, имеются основания считать, что картина формирования всех трех типов мартенситных кристаллов отражается схемой, приведенной на рис. 10.

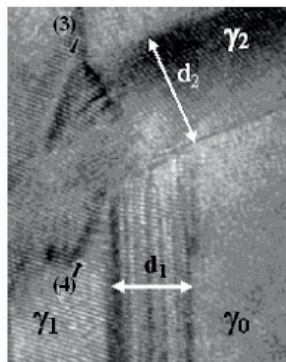


Рис. 9. Фрагмент рисунка из [59], поясняющий соотношение долей взаимодействующих дислокаций в кристонной модели при формировании α' -кристаллов с габитусами $\{441\}_\gamma$



Рис. 10. Узловые моменты описания мартенситной реакции в динамической теории формирования мартенситных кристаллов

Во всех вариантах реализуется управляющий процесс, инициирующий пороговую деформацию, поддерживаемый либо полностью за счет выделяемой энергии превращения (в случаях МО и МН), либо частично (в случае МД).

9. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ КРИСТОННОЙ КОНЦЕПЦИИ

Успешная трактовка результатов экспериментов на монокристаллах создает надежную основу для интерпретации *формирования полос сдвига в поликристаллических образцах* или, более общо, в кристаллической среде с дислокационной структурой, обусловленной предысторией возникновения деформируемого образца. Заметим, что границы зерен, подобно границам между фрагментами, являются естественными областями для локализации источников кристонов. Кроме того, поскольку границы являются стоками для дефектов, такие источники обладают богатыми возможностями для изменения своего состава. Значит, потенциально существуют возможности создания источников, соответствующих наиболее оптимальным условиям для генерации кристонов (минимизация значения τ_k и максимизация значений M). В результате типичным механизмом распространения микро-, мезо- и макрополос сдвига должен быть эстафетный вариант кристонной генерации. При этом выбор между межзеренным или внутризеренным сдвигом при распространении полос диктуется имеющимся распределением источников и локальными пороговыми условиями генерации кристонов.

Представляется перспективной концепция кристонов при описании текстур деформируемых кристаллов. При этом можно ожидать и описания наборов характеристических спектров углов разориентации областей, разделенных большеугловыми границами, включающими, в частности, специальные границы.

Рассмотренная квазиклассическая схема генерации удовлетворительно описывает наблюдаемые экспериментальные особенности формирования полос сдвига при сравнительно невысоких скоростях деформации. Для этих условий должен быть типичным медленный (вязкий, с интенсивной диссипацией энергии) характер движения отдельных кристонов, при котором учет их кинетической энергии не играет существенной роли. Ясно, однако, что при наличии системы мезоконцентраторов (не обязательно упорядоченных в виде суперрешетки) возможен коллективный эффект генерации кристонной лавины за счет синхронного, взаимно индуцированного функционирования ОИФР. Подобный эффект, наверняка критичный к скорости внешней деформации, должен сопровождаться изменением характера движения кристонов в лавине (от вязкого к квазиadiaбатическому), а морфологически отражаться в образовании системы мезополос деформации, синхронизированное (автокаталитическое) появление которой будет сопровождаться макроскопическим эффектом. Очевидно, что переход к быстрому (квазиadiaбатическому) характеру движения кристона делает существенным учет его кинетической энергии.

В случае предельно быстрого деформирования при ударно-волновом нагружении адекватно отражать физическую картину с самого начала должна нелинейная волновая динамика. При этом если нагружаемый образец в своей предыстории испытал пластическую деформацию, ударное воздействие может привести к формированию системы полос сдвига (с границами, не обязательно совпадающими с плоскостями скольжения), иницируя хотя бы одноразовую генерацию кристонов ранее созданными ОИФР. Если же ударно нагружаемый совершенный монокристалл (с низкой плотностью дислокаций) наряду с полосами сдвига, соответствующими типичным для данной кристаллической решетки системам скольжения, содержит полосы сдвига с границами иной ориентировки, то последовательная интерпретация формирования подобных полос возможна лишь при нелинейно-волновом описании.

Наконец, могут реализоваться разнообразные комбинированные сценарии с участием волновых и кристонных носителей деформации. Например, формирование основной компоненты макропла-

стины бейнитного феррита способно стимулировать образование двойников исходного аустенита в волновом режиме, в возникших же двойниках аустенита стартует рост субреек дополнительной компоненты бейнитного феррита [60].

Заметным вкладом в развитие динамической теории формирования мартенситного кристалла стало введение понятия вырожденной двойниковой структуры (ВДС) [61]. Как показано в [62], использование представления о ВДС позволяет восстановить трехмерный характер деформации, не используя дополнительного условия электронных корреляций, и оценить плотность дислокаций, возникающих в мартенситном кристалле. Следовательно, кристонный носитель плоской сдвиговой пороговой деформации можно дополнить коротковолновой комбинацией s -волн, обеспечивающих трехмерность пороговой деформации. После такого дополнения естественно считать, что ориентации осей растяжения и сжатия меняются местами (по отношению к варианту, рассмотренному в разд. 7).

Разумеется, во всех случаях формирование полос связано с процессом распространения деформации, локализованной в области фронта растущей полосы, представляющей собой, в математическом отношении, волну переключения. Поэтому, подводя окончательный итог, можно утверждать, что расшифровка динамической структуры поля смещений (дисторсий) в области фронта (как и в случае формирования мартенситных кристаллов) является определяющей для понимания механизма образования полос сдвига.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ*

1. Понятие «кристаллическая решетка».
2. Как выглядят схемы ГЦК и ОЦК решеток?
3. Понятие «дислокация».
4. Понятие «вектор Бюргерса».
5. Каковы векторы Бюргерса полных дислокаций для ГЦК решетки?
6. Каковы векторы Бюргерса полных дислокаций для ОЦК решетки?
7. Понятие «плоскость легкого скольжения».
8. Типичные плоскости скольжения для ГЦК и ОЦК кристаллов.
9. Понятие «система скольжения».
10. Какие системы скольжения типичны для ГЦК кристаллов?
11. Определение фактора Шмида.
12. Роль фактора Шмида в выборе системы скольжения при одноосной деформации.
13. Понятия «предел упругости» и «предел текучести».
14. В чем отличие упругой деформации от пластической?
15. Понятия «упругое взаимодействие дислокаций» и «контактное взаимодействие дислокаций».
16. Основные представления о дислокационном механизме пластической деформации.
17. Генерация дислокаций источником Франка — Рида.

* Ответы на некоторые вопросы могут потребовать обращения к дополнительной учебной литературе (например, [10–12]).

18. Что понимается под двойниковой ориентировкой кристаллической решетки?

19. Возникновение барьеров Ломера — Коттрелла.

20. Обобщенный источник Франка — Рида.

21. Что понимается под термином «крисстон»?

22. Суперпозиционный вектор Бюргерса для крислона.

23. Критерий Франка для устойчивости крислона.

24. Потенциальный рельеф Пайерлса и возможность его преодоления крислоном.

25. Условие генерации крислонов обобщенными источниками Франка — Рида.

26. Как установить связь простейших нетривиальных ориентировок ($hh\ell$) границ полос сдвига в ГЦК кристаллах с долевым вкладом контактно провзаимодействовавших дислокаций, задающих «состав» крислона?

27. Каким крислонам соответствуют ориентировки границ полос ($hh\ell$) в случаях $h > \ell$ и $h < \ell$?

28. В чем различие условий образования мартенсита охлаждения, напряжения и деформации?

29. Полярное разложение тензора сдвига на деформационную и поворотную составляющие.

30. Приводит ли деформация чистого сдвига к изменению объема?

31. Каким образом меняется ориентация собственных векторов деформационной компоненты тензора сдвига при увеличении модуля сдвига?

32. Каков характер деформации, переносимой крислоном?

33. Какие качественные сценарии формирования кристаллов мартенсита деформации можно ожидать?

34. Какие направления исследований перспективны в рамках крислового подхода?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Модель образования полос макросдвига и мартенсита деформации с границами ($hh\ell$) / М. П. Кащенко, В. В. Летучев, Л. А. Теплякова, Т. Н. Яблонская // ФММ. — 1996. — Т. 82, вып. 4. — С. 10–21.
2. *Harren S. V., Deve H. E., Asaro R. S.* Shear band formation in plane strain compression // *Acta metall.* — 1988. — Vol. 36, № 9. — P. 2435–2480.
3. Дисклинации в кристаллах / В. И. Владимиров, А. Е. Романов. — Л. : Наука, Ленингр. отд-ние, 1986. — 221 с.
4. *Чащина В. Г.* Динамические модели формирования двойников превращения и полос неоктаэдрического сдвига : дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Екатеринбург, 2000. — 139 с.
5. *Семеновых А. Г.* Формирование полос сдвига и мартенсита деформации в кристонной модели : дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Екатеринбург, 2003. — 137 с.
6. *Чащина В. Г.* Развитие динамических моделей управления ростом кристаллов при реконструктивных мартенситных превращениях : дис. ... докт. физ.-мат. наук. — Екатеринбург, 2011. — 382 с.
7. *Кащенко М. П., Чащина В. Г., Семеновых А. Г.* Кристонная модель формирования полос сдвига в кубических кристаллах с кристаллографической ориентировкой границ общего типа // *Физическая мезомеханика.* — 2003. — Т. 6, № 1. — С. 95–122.
8. *Кащенко М. П., Чащина В. Г., Семеновых А. Г.* Кристонная модель формирования α' мартенсита деформации в сплавах на основе железа // *Физическая мезомеханика.* — 2003. — Т. 6, № 3. — С. 37–56.

9. *Kashchenko M. P., Chashchina V. G.* Crystons: basic ideas and applications // Письма о Материалах. — 2015. — Т. 5, № 1. — С. 82–89 (Letters on materials. — 2015. — Vol. 5, № 1. — P. 82–89).
10. *Фридель Ж.* Дислокации. — М. : Мир, 1967. — 643 с.
11. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций. — М. : Атомиздат, 1972. — 600 с.
12. *Штремель М. А.* Прочность сплавов. Ч. 2 : Деформация. — М. : МИСИС, 1997. — 527 с.
13. *Noble F. W., Hull D.* Deformation of Single Crystals of Iron 3 % Silicon // Phil. Mag. — 1965. — Vol. 12. — P. 777–796.
14. *Chang Y. W., Asaro R. J.* An experimental study of shear localization in aluminum — copper single crystals // Acta metall. — 1981. — Vol. 29. — P. 241–257.
15. *Spitzig W.* Deformation Behavior of Fe-Ti-Mn and Fe-Ti // Ibid. — P. 1359–1377.
16. *Peirce D., Asaro R. G., Needleman A.* An analysis of nonuniform and localised deformation in ductile single crystals // Ibid. — 1982. — Vol. 30. — P. 1087–1119.
17. *Дударев Е. Ф., Дерюгин Е. Е.* Упрочнение поликристаллов сплавов со сверхструктурами LI_2 и B2 на стадии формирования и распространения полосы Чернова — Людерса // Дислокационная и доменная структура и деформация упрочнения сплавов. — Томск : Изд. ТГУ, 1984. — С. 43–47.
18. *Hatherly M., Malin A. S.* Shear bands in deformed metals // Scr. met. — 1984. — Vol. 18. — P. 449–454.
19. *Korbel A., Martin P.* Microscopic versus macroscopic aspect of shear band deformation // Acta met. — 1986. — Vol. 34, № 10. — P. 1905–1909.
20. *Korbel A., Embury J. D., Hatherly M. et al.* Microstructural aspect of strain localization in Al-Mg alloys // Ibid. — P. 1999–2009.
21. Полосовая субструктура в ГЦК-однофазных сплавах / Н. А. Конева, Д. В. Лычагин, Л. А. Теплякова, Л. И. Тришкина, Э. В. Козлов // Дисциплинация и ротационная деформация твердых тел. — Л. : ФТИ, 1988. — С. 103–113.
22. *Лычагин Д. В., Шаехов Р. В., Алферова Е. А.* Влияние кристаллогеометрической установки на неоднородность сдвиговой деформации ГЦК — монокристаллов при сжатии // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. — 2008. — Т. 5, № 2. — С. 101

23. Microstructure and texture of rolled $\{112\} \langle 111 \rangle$ copper single crystals / G. D. Kohlhoff, A. S. Malin, K. Lucke, M. Hatherly // *Acta metall.* — 1988. — Vol. 36, № 11. — P. 2841–2847.

24. Huang J. C., Gray G. T. Microband formation in shock — loaded and quasi — statically deformed metals // *Ibid.* — 1989. — Vol. 37, № 12. — P. 3335–3347.

25. Конева Н. А., Козлов Э. В. Физическая природа стадийности пластической деформации // *Изв. вузов. Физика.* — 1990. — № 2. — С. 89–108.

26. Эволюция дислокационной структуры, упрочнение и разрушение сплавов : сб. ст. / Т. С. Куницына, А. В. Пауль, Л. А. Теплякова, Н. А. Конева. — Томск : Изд. ТГУ, 1992. — С. 571–578.

27. Ориентировка границ плоских полос сдвига в монокристаллах Ni_3Fe / М. П. Кащенко, Л. А. Теплякова, Д. В. Лычагин, А. В. Пауль // *Изв. вузов. Физика.* — 1997. — № 8. — С. 62–67.

28. Теплякова Л. А., Куницына Т. С., Козлов Э. В. Распределение следов скольжения в монокристаллах сплава Ni_3Fe // Там же. — 1998. — № 4. — С. 51–56.

29. Картина сдвига в монокристаллах алюминия при плоском нагружении в канале / Л. А. Теплякова, Д. В. Лычагин, Р. В. Шаехов, М. П. Кащенко // Науч. тр. II Международ. семинара «Современные проблемы прочности» им. В. А. Лихачева. — Новгород : НГУ, 1998. — С. 63–67

30. Deve H. E., Harren S. V., Asaro R. S. Micro and Macroscopic Aspects of Shear Band Formation in Internally Nitrided Single Crystals of Fe-Ti-Mn Alloys // *Acta metall.* — 1988. — Vol. 36, № 2. — P. 341–365.

31. Кащенко М. П., Теплякова Л. А. Механизм формирования полос сдвига с $\{hhl\}$ ориентировкой границ в монокристаллах с ГЦК решеткой // *Изв. вузов. Физика.* — 1997. — № 5. — С. 40–49.

32. Формирование плоских полос сдвига с границами $\{123\}$ в ГЦК монокристаллах / М. П. Кащенко, Л. А. Теплякова, О. А. Соколова, С. В. Ковалов // *ФММ.* — 1998. — Т. 86, вып. 1. — С. 43–47.

33. Наблюдаемые ориентировки границ полос сдвига и устойчивость кристонов / М. П. Кащенко, Л. А. Теплякова, К. Н. Джемилев, В. Г. Чащина // XXXV семинар «Актуальные проблемы прочности» : сб. тр. — Псков : ППИ СПбГТУ, 1999. — С. 20–23.

34. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Источники устойчивых носителей сдвига в полосах сдвига с границами $\{hhl\}$ при $h > l$ в ГЦК-кристаллах // *V Меж-*

государств. семинар «Структурные основы модификации материалов», 17–19 июня 1999 г. : тез. докл. — Обнинск, 1999. — С. 83.

35. Солитоны. М. : Мир, 1983. — 408 с.

36. Кащенко М. П., Чащина В. Г., Семеновых А. Г. Влияние энергии дефекта упаковки на формирование кристона // Проблемы физического металловедения перспективных материалов : XVI Урал. шк. металловедов-термистов : тез. докл. — Уфа, 2002. — С. 44.

37. Фридель Ж. Дислокации. — М. : Мир, 1967. — 643 с.

38. Владимиров В. И., Романов А. Е. Дисклинации в кристаллах. — Л. : Наука, Ленингр. отд-ние, 1986. — 221 с.

39. Сузуки Т., Есинога Х., Такеучи С. Динамика дислокаций и пластичность. — М. : Мир, 1987. — 294 с.

40. Nabarro F. R. N. Theoretical and experimental estimates of the Peierls stress // Phil. Mag. A. — 1997. — Vol. 75, № 3. — P. 703–711.

41. Связь состава кристонов с критической длиной обобщенного источника Франка — Рида / М. П. Кащенко, Л. А. Теплякова, Т. М. Голосова, К. Н. Джемилев, В. Г. Чащина // Актуальные проблемы прочности : тр. II Международ. семинара им. Лихачева. — Новгород : Изд. НГУ, 1998. — Т. 1. — С. 37–41.

42. Зависимость напряжения Пайерлса простого сдвига $[\ell\ell\bar{2}h]$ ($hh\ell$) в ГЦК-кристаллах от его ориентации / М. П. Кащенко, Л. А. Теплякова, Т. Н. Голосова, В. Г. Чащина // Актуальные проблемы прочности : тр. III Международ. семинара им. Лихачева. — Новгород : Изд. НГУ, 1999 — Т. 1. — С. 24–28.

43. Кащенко М. П., Теплякова Л. А., Чащина В. Г. Напряжение Пайерлса для сдвига $[\ell\ell\bar{2}h]$ ($hh\ell$) в ГЦК решетке // ФММ. — 2000. — Т. 90, № 1. — С. 1–6.

44. Joos B., Duesbery M. S. The Peierls Stress of Dislocation: An Analytic Formula // Phys. Rev. Let. — 1997. — Vol. 78, № 2. — P. 266–269.

45. Климонтович Ю. Л. Статистическая теория открытых систем. — М. : Янус-К, 1999. — Т. 2. — 440 с.

46. Кащенко М. П., Джемилев К. Н., Чащина В. Г. Критическое напряжение генерации кристонов в кристаллах с суперрешеткой при учете анизотропии модуля сдвига // Актуальные проблемы прочности : тр. III Международ. семинара им. Лихачева. — Новгород : Изд. НГУ, 1999 — Т. 1. — С. 141–144.

47. Условия генерации кристонов и интерпретация кривой σ - ϵ для монокристаллов Ni_3Fe / М. П. Кащенко, Л. А. Теплякова, К. Н. Джемилев, В. Г. Чащина // ФММ. — 1999. — № 88, вып. 3. — С. 17–21.

48. Эволюция дислокационной структуры и стадии деформационного упрочнения монокристаллов сплава Ni_3Fe / Л. А. Теплякова, Н. А. Конева, Д. В. Лычагин, Л. И. Тришкина, Э. В. Козлов // Изв. вузов. Физика. — 1988. — № 2. — С. 18–24.

49. Кащенко М. П., Семеновых А. Г., Чащина В. Г. Стандартные ориентировки границ полос сдвига в ОЦК-кристаллах // Актуальные проблемы прочности : тр. Международ. семинара им. Лихачева. — СПб., 2001. — С. 592–594.

50. Кащенко М. П., Семеновых А. Г., Чащина В. Г. Кристонная модель формирования полос сдвига при сжатии [001] монокристаллов В2-фазы TiNi // Актуальные проблемы прочности : тр. V Международ. семинара им. Лихачева. — В. Новгород : НовГУ, 2001. — Т. 2. — С. 251–255.

51. Кащенко М. П., Мальцева О. А., Чащина В. Г. Стандартные ориентировки границ полос сдвига для кристаллов с ГПУ решеткой в кристонной модели // ФММ. — 2005. — Т. 99, № 3. — С. 98–105.

52. Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И. Превращения в железе и стали. — М. : Наука, 1977. — 240 с.

53. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. — Екатеринбург : УИФ «Наука», 1993. — 224 с.

54. Кащенко М. П. Волновая модель роста мартенсита при γ - α превращении в сплавах на основе железа. — 2-е изд. испр. и доп. — М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижев. ин-т компьютер. исслед., 2010. — 280 с.

55. Бернштейн М. Л., Займовский В. А., Капуткина Л. М. Термомеханическая обработка стали. — М. : Металлургия, 1983. — 480 с.

56. Немировский Ю. Р. Исследование процессов мартенситных превращений, закономерностей фазовых и структурных изменений при деформации и термической обработке сталей с пониженной энергией дефектов упаковки аустенита : автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. — Екатеринбург, 1993.

57. Немировский Ю. Р., Немировский М. Р. О кристаллографии образования α' -мартенсита при деформации сталей с низкой энергией дефектов упаковки аустенита // ФММ. — 1981. — Т. 52, № 2. — С. 349–356.

58. Немировский Ю. Р., Немировский М. Р. Анализ взаимосвязи сдвиговых процессов в пересекающихся плоскостях $\{111\}_\gamma \parallel \{0001\}_\epsilon$ и образования α' -мартенсита при деформации сталей с низкой энергией дефектов упаковки аустенита // ФММ. — 1986. — Т. 62, № 4. — С. 753–758.

59. Inamura T., Takashima K., Higo Y. Crystallography of nanometre-sized α' -martensite formed at intersections of mechanical γ -twins in an austenitic stainless steel // Philosophical magazine. — 2003. — Vol. 83, № 8. — P. 935–954.

60. Кащенко М. П., Чащина В. Г. Возможность волнового управления формированием пластин двойникового аустенита в процессе образования бейнитного феррита // ФММ. — 2015. — Т. 116, № 4. — С. 339–347.

61. Kashchenko M. P., Kashchenko N. M., Chashchina V. G. The formation of martensite crystals with a degenerate structure of transformation twins // Letters on materials. — 2018. — Vol. 8, № 4. — P. 424–429.

62. Кащенко М. П., Кащенко Н. М., Чащина В. Г. Вырожденная структура двойников превращения и оценка плотности дислокаций мартенситных кристаллов // ФТТ. — 2019. — Т. 61, № 12. — С. 2274–2279.

Учебное издание

Чащина Вера Геннадиевна
Семеновых Анна Геннадьевна
Кащенко Михаил Петрович

ВВЕДЕНИЕ В КРИСТОННУЮ МОДЕЛЬ
ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОС СДВИГА
И МАРТЕНСИТА ДЕФОРМАЦИИ
В ГЦК КРИСТАЛЛАХ

Учебное пособие

Редактор Т. А. Федорова
Корректор Т. А. Федорова
Оригинал-макет В. К. Матвеев

*Электронное сетевое издание
размещено в архиве УрФУ
<http://elar.urfu.ru>*

Подписано 12.02.2020. Формат 60 × 84 ¹/₁₆.
Уч.-изд. л. 2,86. Объем данных 1,1 Мб.
Гарнитура Minion Pro.

Издательство Уральского университета
620000, Екатеринбург-83, ул. Тургенева, 4.
Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-90-13, 358-93-22, 350-58-20
Факс +7 (343) 358-93-06
E-mail: press-urfu@mail.ru
<http://print.urfu.ru>